-Tipos	Ejemplo	Interacción
Bosones de norma	γ, gluón, $W^{\pm}$, Z^0	γ = electromagnética, gluón = nuclear fuerte, Son los mediadores de las interacciones
Leptones	e^-, μ^-, τ^- ν_e, ν_μ, ν_τ y sus antipartículas	electro y débil * son fundamentales, ya no se pueden dividir
Hadrones	p, n, $\pi^{\pm}$, Δ^{++}, K^+	electro, fuerte y débil

Hadrones < Bariones (fermiones)
Mesones (bosones)

En los decaimientos, se conserva la energía en reposo (en las interacciones No) (que sea $E_{inicial} \geq E_{final}$)

$\mu^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$
$(106 \frac{MeV}{c^2})c^2 \quad (0.511 \frac{MeV}{c^2})c^2$ → la energía final es menor, entonces es posible

En los leptones, se conserva el número leptónico por familias

Familias de leptones:

I	II	III
e^- e^+	μ^- μ^+	τ^- τ^+
ν_e $\bar{\nu}_e$	ν_μ $\bar{\nu}_\mu$	ν_τ $\bar{\nu}_\tau$

Ejemplo $\quad +1_\mu \quad +1_e \quad -1_e \quad +1_\mu$
$\mu^- \longrightarrow e^- + \nu_e + \nu_\mu$ → Queda $+1_\mu$ igual que al inicio y son de la misma familia ✓

$\mu^- \rightarrow e^-$ ⇒ no son de la misma familia ⇒ no es posible

Familias de Quarks

I	II	III	
$+\frac{2}{3}$ u	$+\frac{2}{3}$ C	$+\frac{2}{3}$ t	- Carga
3 MeV/c^2	1.24 GeV/c^2	172.5 GeV/c^2	- Energía
$-\frac{1}{3}$ d	$-\frac{1}{3}$ S	$-\frac{1}{3}$ b	
6 MeV/c^2	95 MeV/c^2	4.2 GeV/c^2	

Los Quarks forman los hadrones, ejemplo → $p(uud)$ $\quad \pi^-(\bar{u}d)$
$\bar{p}(\bar{u}\bar{u}\bar{d})$ $\quad \pi^+(u\bar{d})$
$\pi^0(u\bar{u}, d\bar{d})$
$n(udd)$
$\bar{n}(\bar{u}\bar{d}\bar{d})$

KYMA

19-Ago-2025

Así tenemos una función
Entonces sus números wánticos → n, l.
Pero al dispersarse, sucedía que se dispersaba una segunda vez

→ en pares => tiene otro número wantico intrinseco → spin
=> l, n, s , $\vec{s} = \frac{1}{2}$ => $m_s = \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$

Entonces el momento angular $\vec{J}$ surge, proyecciones: $2J+1$

$s = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$ => es antisimético → fermiones → $\Psi(1,2) = -\Psi(2,1)$

$s = 0, 1$ => simétvico => bosones → $\Psi(1,2) = \Psi(2,1)$

Otra caracteristica que diferencia a las partiwlas es la carga

$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ fuerza de Lorentz. → Porque una part. cargada en mov. es corriente que genera $\vec{B}$

Momento dipolar magnético → $\vec{\mu} = g \mu_0 \frac{\vec{J}}{\hbar}$ → describe la fuerza y orientación de un dipolo magnético

El neutrón tiene $\vec{\mu}$ aunque no tenga carga

Ecuación de onda de una partiwla libre → $\Psi(\vec{r}, t) = N e^{i(\vec{p}\cdot\vec{r} - \frac{E}{t})\hbar}$

con $\nu = \frac{E}{h}$ y $\lambda = \frac{\hbar}{p}$ (long de onda)

$\vec{p}$ - momento lineal

$E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$

Energía en reposo

→ $-\hbar^2 \frac{\partial^2 \Psi(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = -\hbar c^2 \nabla^2 \Psi(\vec{r}, t) + m^2 c^4 \Psi(\vec{r}, t)$ → Ec. de Klein-Gordon

=> la sowción queda como $\Psi(\vec{r}, t) = N e^{i(\vec{p}\cdot\vec{r} - \frac{E}{t})\hbar}$ (•)

$\Psi(\vec{r}, t) = N^* e^{i(-\vec{p}\cdot\vec{r} + \frac{E}{t})\hbar}$ (••)

Para (•) → $\sqrt{(p^2c^2 + m^2c^4)} > mc^2$

Para (••) → $-\sqrt{(p^2c^2 + m^2c^4)} < -mc^2$

→ Nos dice que hay partiwlas y antipartiwlas

Pero la ec. de Klein-Gordon no se puede normalizar, entonces no se pueden encontrar probabilidades para las partiwlas.
Entonces Dirac propuso otra

→ $H = -ihc \sum_i \alpha_i \frac{\partial}{\partial x_i} + \beta mc^2 = c\vec{\alpha}\cdot\vec{p} + \beta mc^2$

→ $\Psi(\vec{r}, t) = \begin{cases} \Psi_1(\vec{r}, t) \to \text{Proyección de la partícula con spin } \frac{1}{2} \\ \Psi_2(\vec{r}, t) \to \text{" " spin } -\frac{1}{2} \\ \Psi_3(\vec{r}, t) \to \text{Proyección de la ANTIpartícula con spin } \frac{1}{2} \\ \Psi_4(\vec{r}, t) \to \text{" " } -\frac{1}{2} \end{cases}$

KYMA

Aproximación de Rutherford -> $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth}$

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}$

$\frac{E'}{E}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Point}$

> Aproximaciones de otras personas que tienen otros efectos pero que salen a partir de la de Rutherford

Camino libre Medio -> $\boxed{\lambda = \frac{1}{n\sigma}}$

n = densidad de partículas -> $n = \frac{N_A}{A}\rho$ $\frac{\text{núm. de Avogadro}}{\text{número másico}}$ (densidad $\left[\frac{g}{cm^3}\right]$)

σ [barns] -> 1 barn $= 10^{-28}\ m^2$ -> unidad de área

$\mu = n\sigma \Rightarrow \lambda = \frac{1}{\mu}$ -> El camino libre medio es la distancia promedio que recorre una partícula antes de interactuar

↳ coeficiente macroscópico de interacción

o probabilidad de interacción por unidad de longitud

Ejercicio

Si $\sigma_{Au} = 11.5$ barns $\quad \lambda = ?$

$\lambda = \frac{1}{n\sigma}$, $n = \frac{N_A}{A}\rho_{Au}$

$\Rightarrow \sigma(90°) = 11.3\times10^{-28}\ m^2$, $\rho = 9.28\ gr/cm^3 = 19280\ gr/m^3$

$\Rightarrow n = \frac{6.022\times10^{23}\ \frac{\text{átomos}}{mol}\ (19280\ \frac{gr}{cm^3})}{197\ \frac{gr}{mol}} = 5.8936\times10^{28}\ \frac{\text{núc}}{m^3}$

$\Rightarrow \lambda = \frac{1}{(5.8936\times10^{28}\ \frac{1}{m^3})(11.3\times10^{-28}\ m^2)} = 1.5\times10^{-2}\ m = 1.5cm$

PARTÍCULAS

El electrón puede seguir varias órbitas , entonces tiene momento angular

Operador de momento angular: $L_z = i\hbar\frac{\partial}{\partial\varphi}$

momento angular l con sus proyecciones $2l+1$

1235 757027

15-08-25

Radio Nuclear $\approx 2 \times 10^{-15}$ m (F)
Radio Átomo $\approx 1 \times 10^{-10}$ m (Å)
Grosor de cabello $\approx 8 \times 10^{-5}$ m

Potencia	Nombre	Símbolo	Potencia	Nombre	Símbolo
10^{1}	deca	da	10^{-1}	deci	d
10^{2}	hecta	h	10^{-2}	centi	c
10^{3}	kilo	k	10^{-3}	mili	m
10^{6}	mega	M	10^{-6}	micro	μ
10^{9}	giga	G	10^{-9}	nano	n
10^{12}	tera	T	10^{-12}	pico	p
10^{15}	peta	P	10^{-15}	fento	f
10^{18}	exa	E	10^{-18}	atto	a

Expresiones relativista

$p = \gamma m v$

$E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$

$E^2 = p^2 m^2 v^2 c^2 + m^2c^4 \Rightarrow E^2 = p^2m^2 \underbrace{\left(\frac{v^2}{c^2}\right)}_{\beta^2} c^4 + m^2c^4$

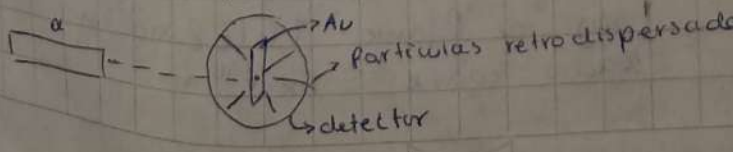
$\rightarrow E^2 = p^2m^2c^4\beta^2 + m^2c^4 = (\gamma^2\beta^2 + 1)m^2c^4 = \gamma^2 m^2c^4$

$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \Rightarrow E = \gamma mc^2 \Rightarrow \gamma = \frac{E}{mc^2}$

- Masa del electrón $\rightarrow m_e = 0.511 \ MeV/c^2$
- masa del muón $\rightarrow m_\mu = 106 \ MeV/c^2$
- tiempo de vida media $\mu \rightarrow \tau_\mu = 2.197 \times 10^{-6}$ s

Si la atmósfera es a la altura ≈ 40 km $\rightarrow v_\mu \approx 1.8 \times 10^{10} \frac{m}{s}$ para poder verlos $\rightarrow > c$ ⇒ caso relativista para ser posible

Experimento de Rutherford



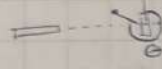
15-Ago-25

En el experimento la E cinética de las partículas tendría ser como (clásico):

$\frac{1}{2} m_\alpha V_\alpha^2 = \frac{1}{2} m_\alpha V_t^2 + \frac{1}{2} m_t V_t^2$ → t de partícula del modelo de Thompson

$\Rightarrow V_\alpha^2 = V_{\alpha t}^2 + \frac{m_t}{m_\alpha} V_t^2 \Rightarrow m_\alpha V_\alpha = m_\alpha V_{\alpha t} + m_t V_t$

$\Rightarrow V_t^2 \left(1 - \frac{m_t}{m_\alpha}\right) = 2\vec{V_\alpha} \cdot \vec{V_t} = 2 V_\alpha V_t \cos\theta$ → ángulo de retrodispersión



$\Rightarrow$ si $\theta > \pi \Rightarrow \cos\theta < 0 \Rightarrow 2V_\alpha V_t \cos\theta < 0 \Rightarrow V_t^2\left(1 - \frac{m_t}{m_\alpha}\right) < 0$

$\Rightarrow m_t \gg m_\alpha \Rightarrow$ hay un núcleo más grande que una partícula $\alpha \Rightarrow$ nace modelo de Rutherford

carga e^-

$b = \frac{z z' e^2}{2E} \cot\left(\frac{\theta}{2}\right)$ → z → núm atómico del blanco

z' → núm atómico de la partícula que mandamos, ejem. $\alpha \rightarrow z = 2 \rightarrow$ núcleo de He

↓

Parámetro de impacto

Número de partículas: $N_0 \left[\frac{\text{partículas}}{\text{tiempo} \cdot \text{área}}\right]$ → Unidades de N_0

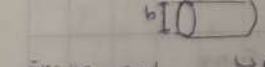
⇒ Sección eficaz σ

$\Rightarrow \sigma = 2\pi N_0 \, b \, db$ → diferencial del parámetro

ángulo sol. ↑ ↑ parámetro

$\Rightarrow \Delta\sigma N_0 = 2\pi N_0 b \, db$

$\Rightarrow \Delta\sigma = 2\pi b \, db$



↳ proyectil – paquete de partículas

ángulo en el que la part. se retrodispersa ↑

$\Rightarrow \Delta\sigma(\theta, \phi) = b \, db \, d\phi$

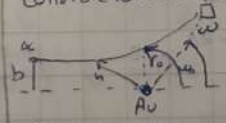
$\Rightarrow \Delta\sigma = -\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi)\, d\Omega = -\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) \operatorname{sen}\theta \, d\theta \, d\phi$

$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \left(\frac{z z' e^2}{4E}\right)^2 \frac{1}{\operatorname{sen}^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}$

Del exp. de Rutherford, considerando que son masas pequeñas, la fuerza gravitacional no influye, por lo que la interacción electrostática: $V(r) = \frac{z z' e^2}{r^2}$

r: distancia entre las partículas blanco y proyectil

Considerando la dispersión coulombiana:



la partícula α se desvía con el núcleo de oro

Supongamos que la partícula viene de una distancia muy lejana: $E = \frac{1}{2} m V_0^2 \rightarrow V_0 = \sqrt{\frac{2E}{m}}$

Como estamos en coordenadas polares, también se conserva el momento angular: $l = m v_0 b$

$\Rightarrow \frac{d\omega}{dt} = \frac{l}{mr^2} = \omega$ → velocidad angular

$\Rightarrow l = m\sqrt{\frac{2E}{m}}\, b = \sqrt{2mE}\, b$

Energía total → $E = \frac{1}{2} m_\alpha \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{1}{2} m_\alpha r^2 \left(\frac{d\omega}{dt}\right)^2 + V(r)$

vel. lineal | vel. angular | Coulomb

$\Rightarrow \frac{dr}{dt} = -\left[\frac{2}{m}\left(E - V(r) - \frac{l^2}{2mr^2}\right)\right]^{1/2}$

→ Parámetro de impacto

$\int_0^{\omega_0} d\omega = \int_0^{r_0} -\frac{b\,dr}{r\left[r^2\left(1 - \frac{V(r)}{E}\right) - b^2\right]^{1/2}}$

$\Rightarrow b = \frac{z z' e^2}{2E} \cot\left(\frac{\theta}{2}\right)$